

Boschum 1973

**Bremsstrahlspektrum im Infraroten
eines Dichten Plasma-Fokus**

von
Dieter Gollwitzer

Bremsstrahlspektrum im Infraroten eines Dichten Plasma-Fokus

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Gollwitzer

Dresden

Bochum 1973



D 294 (Diss. Uni. Bochum)

Ungekürzt veröffentlicht in der Reihe der Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Jül - 972 - PP

Inhalt

A) Einleitung

B) Theoretische Grundlagen

- 1) Bremsstrahlung eines thermischen Plasmas
- 2) Bremsstrahlung eines nichtthermischen Plasmas
 - a) Strahlung bei der Plasmafrequenz ω_p
 - b) Strahlung bei der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz ω_{2p}

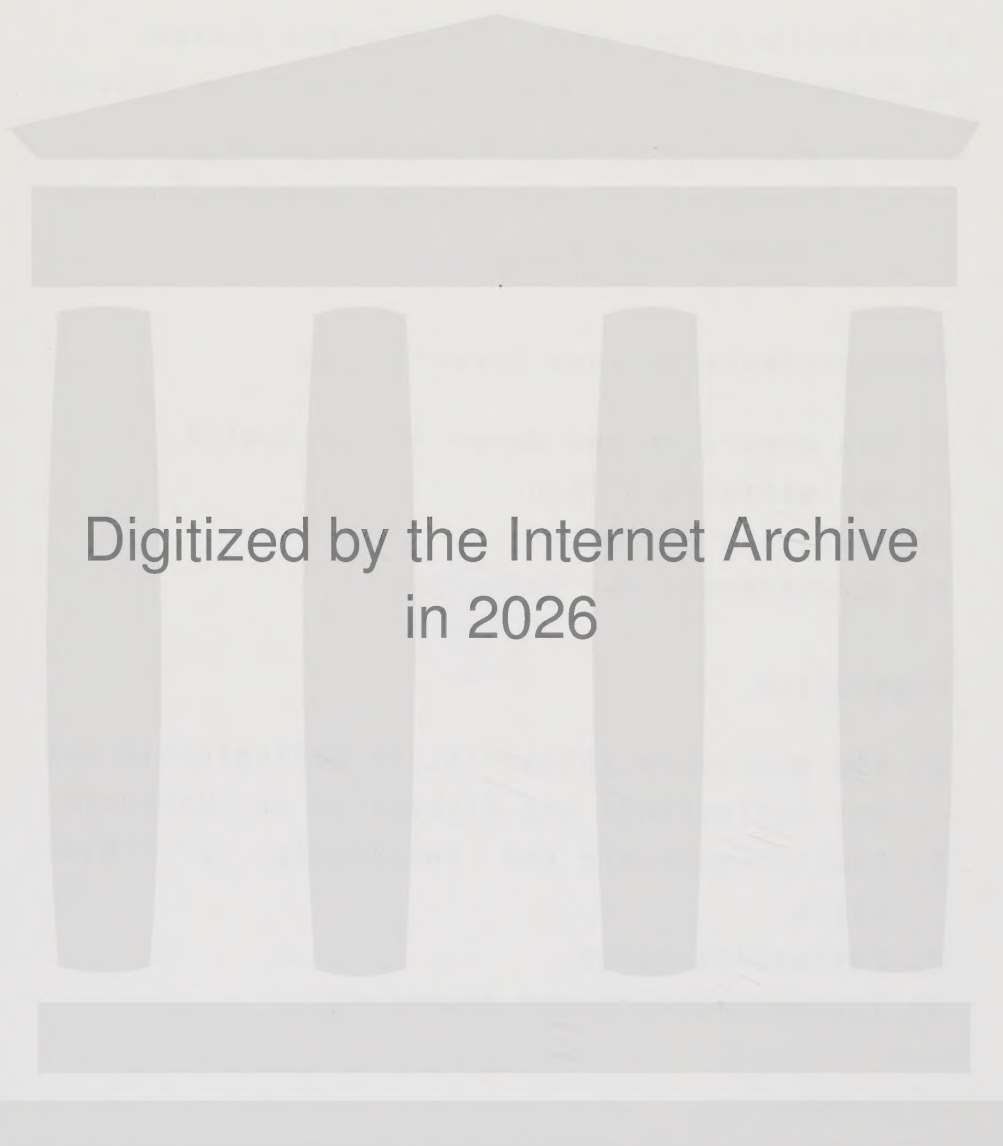
C) Versuchsanordnung und Durchführung

- 1) Die Apparatur und deren Wirkungsweise
- 2) Der optische Aufbau
- 3) Spektrale Zerlegung
- 4) Durchführung der Messungen

D) Ergebnisse

- 1) Die gemessene Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge und Diskussion der Meßkurve
- 2) Elektronendichte und Durchmesser der Plasmasäule
- 3) Fehlerdiskussion
- 4) Zusammenfassung und Anwendung

E) Literatur



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546611_0033

A) Einleitung

Die Wechselwirkung von Strahlung mit Plasmen und die Lichtemission von Plasmen war immer ein Objekt großen Interesses. In der Astrophysik war die elektromagnetische Strahlung die einzige Informationsquelle für weit entfernte Plasmasysteme; astrophysikalische Beobachtungen waren auch der Anstoß, experimentelle und theoretische Studien über die Wechselwirkung von Strahlung mit Plasmen und die Strahlung von Plasmen selbst zu betreiben. In der jüngsten Zeit gewinnen mit der Erforschung der kontrollierten thermonuklearen Fusion diese Probleme wieder an Bedeutung.

Betrachtet man z.B. die nichtthermische Strahlung der Sonne während der Perioden der Sonnenaktivität /21;22/, so fallen sog. 'radio bursts' auf. Es gilt als sicher, daß hier Plasma-Oszillationen in der Sonnenkorona angeregt werden; die Frequenzen, die man beobachtet, entsprechen der einfachen Plasmafrequenz und deren erster Harmonischen; die Wellenlängen sind von der Größenordnung einiger Meter.

Die Vermutung, daß es sich hier um Plasma-Oszillationen handeln könnte, veranlaßte viele Autoren, theoretische Studien in dieser Richtung zu betreiben /5;8;9;23-31/.

Als möglicher Mechanismus wird angenommen, daß die Strahlung bei der Plasmafrequenz durch Kopplung von elektrostatischen Plasmawellen mit statischen Inhomogenitäten, z.B. Dichtegradienten oder Magnetfeldgradienten im Plasma, zustande kommt. Die Strahlung bei der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz ist aus der Wechselwirkung von zwei elektrostatischen Wellenzügen zu verstehen /32;33/. Unter günstigen Bedingungen und für große Amplituden der Plasma-Oszillationen wird diese 'kollektive' Bremsstrahlung stärker sein als die 'thermische', herrührend von binären Stößen von Elektronen und Ionen. Erst in den letzten Jahren konnte diese 'nichtthermische' Strahlung an einem Theta-Pinch-Experiment nachgewiesen werden /20/.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Frequenzabhängigkeit der Bremsstrahlung an einem Plasma-Fokus-Experiment zu untersuchen. Es stellte sich dabei heraus, daß die beobachtete

Strahlung nicht der thermischen Bremsstrahlung entspricht.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf die Theorie eines thermischen und nichtthermischen Plasmas eingegangen. Die Strahlungsmechanismen des letzteren werden durch die Maxwell-Gleichungen und die Gleichungen des Flüssigkeitsmodells für Elektronen beschrieben. Es folgt die Beschreibung der Versuchsanordnung und die Diskussion der Ergebnisse.

B) Theoretische Grundlagen

a) Bremsstrahlung eines thermischen Plasmas /1;2/

Die Energie, die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit in einen Kegel vom Öffnungswinkel 1 bei der Frequenz ν ausgestrahlt wird, ist gegeben durch

$$j_\nu = \kappa_\nu B = \frac{16}{3} \left(\frac{\pi}{6}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^6 Z^2}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{k_B T_e}\right)^{\frac{1}{2}} g e^{-\frac{h\nu}{k_B T_e}} N_e N_i$$

[erg cm⁻³ sec⁻¹ sterad]

(B1.1)

mit e und m der Elektronenladung und -masse, Z der Kernladungszahl, N_i und N_e der Ionen- und Elektronendichte pro cm³ und k_B der Boltzmann-Konstanten.

g ist der Gaunt-Faktor, B die Kirchhoff-Planck-Funktion und κ_ν der wirksame Absorptionskoeffizient für Bremsstrahlung, nach /4/ gilt

$$\kappa_\nu = 3.692 \cdot 10^8 \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{k_B T_e}}\right) Z^2 g T_e^{-\frac{1}{2}} \nu^{-3} N_e N_i \text{ [cm}^{-1}\text{]} .$$

(B1.2)

In einem klassischen Modell wird die Bremsstrahlung von Elektronen durch einfache binäre Stöße erzeugt. Der Einfluß der Streuung der Elektronen an Ionen auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann wegen der hohen Eigenstoßfrequenz vernachlässigt werden /3/.

Die örtliche Änderung der Intensität I der Wellenlänge λ für ein Plasma, das vollständig ionisiert und thermisch ist, ist gegeben durch

$$\frac{dI}{ds} = j_\lambda(s) - \kappa_\lambda(s) I(s) .$$

(B1.3)

Mit

$$B_{\lambda} = \frac{j_{\lambda}}{\kappa_{\lambda}} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right) \quad (\text{B1.4})$$

folgt

$$\frac{dI}{ds} = \kappa_{\lambda}(B_{\lambda} - I(s)) \quad (\text{B1.5})$$

Wir betrachten eine Plasmaschicht der Dicke 1, die an jedem Ort die gleiche Dichte und gleiche Temperatur T hat.

Integriert man in (B1.5) über die Höhe 1, so folgt

$$I = B_{\lambda}(T) (1 - e^{-\tau}) \quad (\text{B1.6})$$

mit $\tau = \kappa_{\lambda} \cdot 1$ der optischen Dicke.

Diese Gleichungen haben nur Gültigkeit, wenn gilt

$$\omega_p \ll \omega \ll \left(\frac{2k_B T_e}{mb_{\min}^2} \right)^{\frac{1}{2}} ;$$

ω_p ist die Plasmakreisfrequenz und $b_{\min}$ ist der minimale Stoßparameter. Für niedrige Plasmatemperaturen ist $b_{\min}$ definiert als Stoßparameter für eine 90° -Ablenkung

$$b'_{\min} := \frac{2Ze^2}{k_B T_e} .$$

Für hohe Temperaturen ist $b_{\min}$ die De Broglie-Wellenlänge λ_D

$$b''_{\min} := \lambda_D = h(2mk_B T_e)^{-\frac{1}{2}} .$$

Nahe der Plasmafrequenz müssen Plasmaeffekte berücksichtigt werden. Die abschirmende Eigenschaft eines Plasmas begrenzt den Bereich des Stoßparameters auf

$$b_{\min} \leq b \leq \lambda_{\text{Deb}} ,$$

wobei λ_{Deb} die Debye-Wellenlänge ist.

Bei hohen Frequenzen ist der Abschirmeffekt vernachlässigbar; bei niedrigen Frequenzen, und damit großem Stoßparameter, gilt das einfache Bild der vereinzelter Zusammenstöße zweier Teilchen nicht mehr, es muß hier die kollektive Wechselwirkung der Elektronen berücksichtigt werden.

Theoretische Studien des Problems der Strahlung von Plasmen behandeln im wesentlichen die klassischen, feldfreien, vollionisierten Plasmen, so z.B. Dupree /6;7/ und Studien von Birmingham, Dawson und Oberman /8/. Der erste benutzte eine Verallgemeinerung der Bewegungsgleichung, die zweite Autorengruppe versuchte das Problem durch Einführen einer geeigneten Teststromquelle, die in das Plasma eingelagert ist, zu lösen.

Tidman und Dupree /9/ benutzten die Theorie von Dupree, um das Problem der kollektiven Bremsstrahlung bei der einfachen Plasmafrequenz und deren erster Harmonischen zu lösen. Die Theorie gilt allerdings nur für nicht-turbulente, nichtthermische Plasmen. Die Bremsstrahlung turbulenter, nichtthermischer Plasmen erklärte als erster Sturrock, Ball und Baldwin /5/, hier werden die Strahlungsmechanismen durch die Maxwell-Gleichungen und die Gleichungen des Flüssigkeitsmodells für Elektronen beschrieben. Diese Theorie soll im folgenden näher erläutert werden.

2) Bremsstrahlung eines nichtthermischen Plasmas /5/

Zum Verständnis der nichtthermischen Strahlung, auch 'kollektive Bremsstrahlung' genannt, ist es wichtig, die physikalischen Prozesse genauer zu untersuchen. Die Elektronen eines Plasmas werden durch Plasmawellen beschleunigt und emittieren sowohl transversale als auch longitudinale Wellenzüge. Die Existenz von Dichtefluktuationen bewirkt eine Streuung und Kopplung der beiden Arten von Wellen.

Werden nur die Elektronen bemerkenswert beschleunigt, so können nur Elektronen-Dichtefluktuationen betrachtet werden, die auf vielerlei Art entstehen können. So tendieren die Elektronen aus Gründen der Ladungserhaltung dazu, den Ionen zu folgen, Elektronen-Dichtefluktuationen können mit Ionen-Dichtefluktuationen koppeln. Weiterhin können Dichtefluktuationen durch die willkürliche Bewegung der Elektronen entstehen, sie gewinnen dann an Bedeutung, wenn Wellen, deren Wellenlänge klein ist verglichen mit der Debye-Wellenlänge, am Plasma gestreut werden. Weiterhin können Dichtefluktuationen mit longitudinalen Plasma-Oszillationen in Zusammenhang gebracht werden.

Jeder Mechanismus, der elektrostatische und elektromagnetische oder zwei elektrostatische Wellen koppelt, führt zu einer Strahlung. Koppelt man zwei elektrostatische (longitudinale) Wellenzüge, so ist dieser Prozeß für die Strahlung bei der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz von Bedeutung. Statische Inhomogenitäten des Plasmas können mit einer elektrostatischen Welle koppeln und erzeugen eine Strahlung nahe oder bei der Plasmafrequenz.

Wir betrachten hier sog. 'isotrope Inhomogenitäten' des Plasmas. Die hierdurch erzeugten Strahlungsmechanismen werden durch die Maxwell-Gleichungen und die Gleichungen des Flüssigkeitsmodells für Elektronen beschrieben, die immer dann eine adäquate Beschreibung liefern, wenn die Wellenlängen der elektrostatischen Wellen klein gegenüber der Debye-Wellenlänge sind.

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4 \pi e (N_i - N_e) \quad (\text{B2.7})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \quad (\text{B2.8})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{B2.9})$$

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{1}{c} \dot{\vec{E}} - 4\pi \frac{e}{c} N_e \vec{v} \quad (\text{B2.10})$$

$$\dot{\vec{v}} + \vec{v} \nabla \cdot \vec{v} = -\frac{e\vec{E}}{m} - \frac{e}{mc} \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{mN_e} \nabla p \quad (\text{B2.11})$$

$$\dot{N}_e + \nabla(N_e \vec{v}) = 0 \quad (\text{B2.12})$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{N_e}{N_{e0}} \right)^\gamma \quad (\text{B2.13})$$

mit

- m = Elektronenmasse
- N_i = Ionendichte
- N_e = Elektronendichte
- k_B = Boltzmann-Konstante
- p = Elektronendruck
- $p_0 := N_{e0} k_B T_0$

Beschreibt man die Elektronen-Dichtefluktuations durch eine Funktion $\delta(\vec{x}, t)$, so gilt

$$N_e = (1 + \delta(\vec{x}, t)) N_{e0}$$

Es ergibt sich nun aus (B2.8) und B2.10)

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi N_{e0} e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} ((1 + \delta(\vec{x}, t)) \vec{v}) \quad (\text{B2.14})$$

Für ein longitudinales elektrisches Feld ist $\vec{E}$ ableitbar von einem Skalar, $\vec{B}$ ist der Nullvektor.

Unter der Annahme, daß sich die Variablen wie $e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t}$ räumlich und zeitlich verändern, gilt als Dispersionsbeziehung :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial N_e} \right)_0 k^2 \quad (\text{B2.15})$$

wobei

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_{eo} e^2}{m}$$

die Elektronenplasmafrequenz bedeutet.

Mit dem Adiabatangengesetz (B2.13) und den Definitionen

$$\frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial N_e} \right)_0 := 3 \langle u^2 \rangle := \frac{3}{m} k_B T_0$$

gilt dann

$$\frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial N_e} \right)_0 = \frac{\gamma p_0}{m} \frac{N_e^{\gamma-1}}{N_{eo}^\gamma} \approx \frac{\gamma p_0}{m N_{eo}} \approx \langle u^2 \rangle \gamma \quad (\text{B2.16})$$

Wendet man auf Gleichung (B2.14) den Operator $\nabla \times \dots$ an, d.h. $\nabla \times \nabla \times (\nabla \times \vec{E})$, ersetzt $\vec{\delta}$ und $\vec{\dot{v}}$ gemäß (B2.12) und (B2.11), so ergibt sich

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} - \nabla^2 \right) \nabla \times \vec{E} = \nabla \times \vec{F} \quad (\text{B2.17})$$

wobei

$$\vec{F} := -\frac{4\pi e N_{eo}}{c^2} ((\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{e}{mc} \nabla \times \vec{B} - \frac{\partial}{\partial t} (\delta \vec{v})).$$

Vernachlässigt man die Wirkung der elektromagnetischen Welle gegenüber der elektrostatischen; d.h. eine große Energiedichte der elektrostatischen Welle kann als Äquivalenzquelle betrachtet werden, die Energie in das elektromagnetische Feld liefert.

Der Term $\vec{F}$ beschreibt diese Äquivalenzquelle. Diese Definition erlaubt es, die Strahlung nahe der Plasmafrequenz als eine Wechselwirkung zwischen einem elektrostatischen und einem 'in-homogenen' Wellenzug, bei der ersten Harmonischen als Wechselwirkung von zwei elektrostatischen Wellenzügen zu betrachten.

Nach einer Fourier-Transformation von (B2.17) erhalten wir nun

$$(\nabla^2 + k^2(\omega)) \nabla \times \vec{E}(\vec{x}, \omega) = -\nabla \times \vec{F}(\vec{x}, \omega) \quad (\text{B2.18})$$

Zur Lösung von (B2.18) setzen wir für die r-te Komponente an :

$$E_r(\vec{x}, \omega) = 2\pi \int d^3x' G_{rs}^E(\vec{x} - \vec{x}', \omega) \Gamma_s(\vec{x}', \omega) \quad (\text{B2.19})$$

$$B_r(\vec{x}, \omega) = 2\pi \int d^3x' G_{rs}^B(\vec{x} - \vec{x}', \omega) \Gamma_s(\vec{x}', \omega) \quad (\text{B2.20})$$

Die beiden Greenschen Funktionen G_{rs}^E und G_{rs}^B werden durch folgende Beziehung verknüpft :

$$G_{rs}^B(\vec{x}, \omega) = - \frac{ic}{\omega} \epsilon_{rtu} \frac{\partial}{\partial x_t} G_{us}^E(\vec{x}, \omega)$$

mit ϵ_{rtu} dem Einheitstensor. Es gilt weiterhin

$$G_{rs}^E(\vec{x}, \omega) = - \frac{1}{8\pi^2 k^2} \left(\delta_{rs} \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial x_r \partial x_s} \right) \frac{e^{ikx} - 1}{x} \quad (\text{B2.21})$$

für alle $\omega > 0$.

Mit dem Poynting-Vektor

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B} \quad (\text{B2.22})$$

erhalten wir die Intensität der Strahlung

$$\begin{aligned} \langle S_r \rangle &= \frac{c}{4\pi} \iiint \epsilon_{rst} d^3x' dt' d^3x'' dt'' G_{tv}^B(\vec{x} - \vec{x}'', t - t'') \\ &\quad \cdot G_{su}^E(\vec{x} - \vec{x}', t - t') R_{uv}(\vec{x}' - \vec{x}'', t' - t'') \end{aligned} \quad (\text{B2.23})$$

mit dem Korrelationstensor R_{uv}

$$R_{rs}(x, t) := \langle \Gamma_r(\xi + x, \tau + t) \Gamma_s(\xi, \tau) \rangle \quad (\text{B2.24})$$

Die Klammern sollen andeuten, daß der Erwartungswert der verschiedenen Größen genommen werden muß.

Unter der Annahme, daß die Äquivalenzquelle ein willkürliches Spektrum hat, die Quelle homogen und zeitlich konstant ist, folgt, daß die emittierende Plasmaschicht sehr viel größer ist als die

Wellenlänge irgendeines Wellenzuges.

Um das Feld in genügend großer Entfernung von der Äquivalenzquelle zu bestimmen, betrachten wir die asymptotische Form der Greenschen Funktionen :

$$G_{rs}^E(\vec{x}-\vec{x}') \sim \frac{1}{8\pi^2} \left(\vartheta_{rs} - \frac{k_r k_s}{k^2} \right) \frac{e^{ikR}}{R} e^{-i\vec{k}\vec{x}'} \quad (\text{B2.25})$$

$$G_{rs}^B(\vec{x}-\vec{x}') \sim \frac{1}{8\pi^2} \frac{c}{\omega} k_t \varepsilon_{trs} \frac{e^{ikR}}{R} e^{-i\vec{k}\vec{x}'} \quad (\text{B2.26})$$

wobei $R := |\vec{x}|$ und $k_r := k \left(\frac{x_r}{R} \right)$.

Für die Intensität ergibt sich dann

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{\vec{k}}{k} \frac{V'}{R^2} \int_0^\infty d\omega j(\vec{k}, \omega) \quad (\text{B2.27})$$

$$j(\vec{k}, \omega) = \frac{c^2}{4} \frac{k}{\omega} R(\vec{k}, \omega) \quad (\text{B2.28})$$

$$R(\vec{k}, \omega) = \left(\vartheta_{rs} - \frac{k_r k_s}{k^2} \right) R_{rs}(\vec{k}, \omega) \quad (\text{B2.29})$$

V' ist dabei das emittierende Volumen, $j(\vec{k}, \omega) d\omega d\Omega'$ die Leistung pro Volumeneinheit, die in das Frequenzintervall $(\omega, \omega + d\omega)$ in das Raumwinkelement $d\Omega$ in Richtung von $\vec{k}$ abgestrahlt wird.

2a) Strahlung bei der Plasmafrequenz ω_p

In diesem Abschnitt soll die Strahlung in der Nähe und bei der Plasmafrequenz untersucht werden. Wie schon erwähnt, kommt diese Strahlung durch Kopplung von elektrostatischen Wellenzügen mittels statischen oder niederfrequenten Inhomogenitäten zustande. Derartige Inhomogenitäten sind z.B. Dichtefluktuationen oder Magnetfeldgradienten im Plasma.

Wir beschränken uns hier auf Dichtefluktuationen und zwar speziell auf die, die durch Ionen-Dichtegradienten hervorgerufen werden. Aus Gründen der Ladungserhaltung tendieren die Elektronen dazu, den Ionen zu folgen.

Da für elektrostatische Wellenzüge $\vec{B}$ der Nullvektor ist und wegen der geringen Ionengeschwindigkeit ergibt sich für $\vec{\Gamma}$:

$$\vec{\Gamma}(\vec{x}, t) = \frac{4\pi e N_{e0}}{c^2} \delta_i \frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_e. \quad (\text{B2.30})$$

δ_i ist die Dichtefluktuation der Ionen mit $\omega_i \ll \omega_e$, ω_i ist die Ionenplasmafrequenz, $\vec{v}_e$ die Elektronengeschwindigkeit.

Eine Fourier-Transformation liefert

$$\vec{\Gamma}_r(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi e N_{e0}}{c^2} \iint d\omega' d^3k' \frac{\omega'^2 k_r}{k'^2} \delta_i(\vec{k}-\vec{k}', \omega-\omega') \delta_e(\vec{k}', \omega') \quad (\text{B2.31})$$

$\vec{v}_e$ und δ_e sind durch die Beziehung

$$\vec{v}_e = \frac{\omega}{4\pi i e N_{e0}} \vec{E}_{||} = \frac{\omega \delta_e k}{k^2}$$

miteinander verknüpft.

Mit der Definition des transversalen Teiles von $\Gamma_r(\vec{k}, \omega)$:

$$\Lambda_r(\vec{k}, \omega) := \Gamma_r(\vec{k}, \omega) - \frac{k_r k_s}{k^2} \Gamma_s(\vec{k}, \omega)$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} \Lambda_r(\vec{k}, \omega) = & -\frac{4\pi e N_{e0}}{c^2} \iint d\omega' d^3k' (k_r - k_r \frac{\vec{k} \cdot \vec{k}'}{k^2}) \frac{\omega'^2}{k'^2} \\ & \cdot \delta_i(\vec{k}-\vec{k}', \omega-\omega') \delta_e(\vec{k}', \omega') \end{aligned} \quad (\text{B2.32})$$

Die Fourier-Transformation der Gleichung (B2.24) ist

$$\langle \Gamma_r(\vec{k}, \omega) \Gamma_s(\vec{k}', \omega') \rangle = R_{rs}(\vec{k}, \omega) \delta^3(\vec{k} + \vec{k}') \delta(\omega + \omega')$$

Diese Gleichung, ausgedrückt durch den transversalen Teil von $\Gamma_r(\vec{k}, \omega)$, lautet

$$\langle \Lambda_r(\vec{k}, \omega) \Lambda_r(\vec{k}', \omega') \rangle = R(\vec{k}, \omega) \delta^3(\vec{k} + \vec{k}') \delta(\omega - \omega') \quad (\text{B2.33})$$

Wir definieren eine Korrelationsfunktion :

$$\langle \delta(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) \delta(\vec{x}, t) \rangle = R(\vec{\xi}, \tau)$$

Deren Fourier-Transformation lautet :

$$\langle \delta(\vec{k}, \omega) \delta(\vec{k}', \omega') \rangle = R(\vec{k}, \omega) \delta^3(\vec{k} + \vec{k}') \delta(\omega + \omega')$$

Sei die δ_i entsprechende Korrelationsfunktion R_i , die δ_e entsprechende R_e , dann erhalten wir für die Funktion $R(\vec{k}, \omega)$ gemäß (B2.29) :

$$R(\vec{k}, \omega) = \frac{16\pi^2 e^2 N_{eo}^2}{c^4} \iint d^3k' d\omega' \frac{\omega'^4}{k'^2} \left(1 - \frac{(\vec{k} \cdot \vec{k}')^2}{k^2 k'^2}\right) R_i(\vec{k} - \vec{k}', \omega - \omega') R_e(\vec{k}', \omega') \quad (\text{B2.34})$$

Unter Benutzung der Dispersionsbeziehung (B2.15) läßt sich R_e umformen :

$$R_e(\vec{k}, \omega) = \tilde{R}_e(\vec{k}) \delta(\omega - \Omega) + \tilde{R}(-\vec{k}) \delta(\omega + \Omega) \quad (\text{B2.35})$$

Die Energiedichte von longitudinalen Wellen ist gegeben durch

$$\hat{E}(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} m N_{eo} v^2 + \frac{1}{8\pi} \vec{E}^2 + \frac{1}{2} m N_{eo} \delta_e^2 \gamma \langle u^2 \rangle \quad (\text{B2.36})$$

Deren Fourier-Transformierte lautet :

$$\varepsilon(\vec{k}) = 2 m N_{eo} (\Omega^2 k^{-2}) \tilde{R}_e(\vec{k}) \quad (\text{B2.37})$$

Mit den Beziehungen (B2.35) und (B2.37) läßt sich die Gleichung (B2.28) für die Volumenemission schreiben :

$$j(\vec{k}, \omega) = \frac{2\pi^3}{c^3} \omega_p^3 \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \int d^3k' \left(1 - \frac{(\vec{k} \cdot \vec{k}')^2}{k'^2}\right) \epsilon_e(\vec{k}') R_i(\vec{k} - \vec{k}', \omega - \Omega) \quad (\text{B2.38})$$

Diese Gleichung läßt sich durch folgende Annahmen in eine einfachere Form bringen:

Die Wellenzahlen der elektrostatischen Wellen und Inhomogenitäten seien klein im Vergleich zu k gemäß Gl. (B2.15), d.h. $|\vec{k}| \ll |\vec{k}'|$; es liegt eine isotrope Verteilung der Ionen-Inhomogenitäten und der elektrostatischen Wellenausbreitung vor und es gilt $\Omega \approx \omega_p$; dann läßt sich (B2.38) schreiben :

$$j(\vec{k}, \omega) = \frac{16\pi^4}{3c^3} \omega_p^3 \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \int_0^\infty dk' k'^2 R_i(k', \omega - \omega_p) \epsilon_e(k') \quad (\text{B2.39})$$

2b) Strahlung bei der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz

Wir betrachten zur Berechnung der Strahlungsintensität bei ω_{2p} der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz wieder die in Gleichung (B2.17) eingeführte Größe $\vec{\Gamma}$, die eine Äquivalenzquelle beschreibt. Die Strahlung bei der ersten Harmonischen kommt, wie bereits erwähnt, durch Kopplung von zwei elektrostatischen Wellenzügen zustande. Für elektrostatische Wellen ist $\vec{B}$ der Nullvektor, d.h. es gilt auch $\nabla \times \vec{v} = \vec{0}$, d.h. $\vec{v} \cdot \nabla \cdot \vec{v}$ ist Gradient eines Skalars und liefert keinen Beitrag für $\vec{\Lambda}$, dem transversalen Teil von $\vec{\Gamma}$. Es ergibt sich daher

$$\vec{\Gamma}(\vec{x}, t) = \frac{4\pi e N_{e0}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\delta_e \vec{v}_e)$$

Eine Fourier-Transformation liefert

$$\Gamma_r(\vec{k}, \omega) = - \frac{i4\pi N_{eo} e \omega}{c^2} \iint d^3 k d\omega' \frac{\omega' k_r}{k^2} \delta_e(\vec{k}-\vec{k}', \omega-\omega') \cdot \delta_e(\vec{k}', \omega') \quad (B2.40)$$

Der transversale Teil von $\Gamma_r(\vec{k}, \omega)$ lautet

$$\Lambda_r(\vec{k}, \omega) = - \frac{i2\pi N_{eo} e \omega}{c^2 k^2} \iint d^3 k' d\omega' \left(\frac{\omega'}{k^2} - \frac{\omega-\omega'}{(k-k')^2} \right) \delta_e(\vec{k}, \omega') \cdot (k^2 k'_r - \vec{k} \vec{k}' k_r) \delta_e(k-k', \omega-\omega') \quad (B2.41)$$

und unter ähnlichen Überlegungen wie in Abschnitt 2a) erhalten wir für die Volumenemission

$$j(\vec{k}, \omega) = \frac{\pi^2 e^2 \omega k(\omega)}{2m^2 c^2} \int d^3 k' \left(\frac{\Omega(\vec{k})}{k^2} - \frac{\Omega(\vec{k}-\vec{k}')}{|\vec{k}-\vec{k}'|^2} \right)^2 \left(k^2 - \frac{(\vec{k} \vec{k}')^2}{k^2} \right) \cdot \epsilon(\vec{k}-\vec{k}') \epsilon(\vec{k}') \Im(\omega - \Omega(\vec{k}-\vec{k}') - \Omega(\vec{k}')) \cdot \frac{k^2 |\vec{k}-\vec{k}'|^2}{\Omega^2(\vec{k}) \Omega^2(\vec{k}-\vec{k}')} \cdot$$

(B2.42)

Mit den gleichen Näherungen wie eben und mit $\Omega \approx \omega_p$ ergibt sich

$$I_{2\omega_p} = \int j(\omega) d\omega \approx \frac{\sqrt{3}}{5} \frac{32\pi^2 e^2 \omega_p^2}{m^2 c^5} \int dk k^2 \epsilon^2(k) \quad (B2.43)$$

C) Versuchsanordnung und Durchführung

1) Die Apparatur und deren Wirkungsweise

Die Erzeugung des energiereichen Plasmas hoher Dichte geschieht am offenen Ende einer coaxialen Leiteranordnung mit geringem Gasdruck zwischen den Elektroden, wenn über diese eine Kondensatorbatterie entladen wird. Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer derartigen Plasma-Fokus-Apparatur.

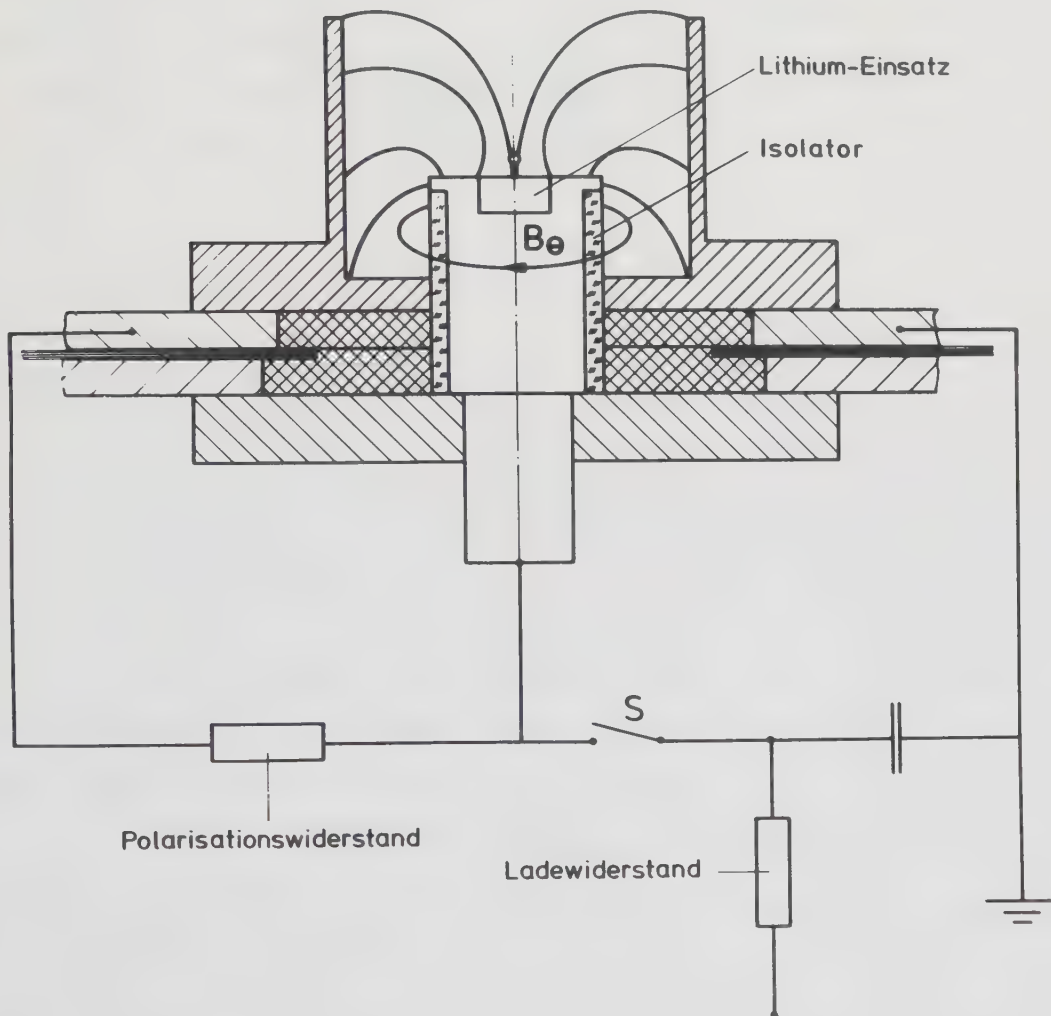


Abb. 1 Aufbau und Schaltbild eines Dichten Plasma-Fokus

Wird der Schalter S geschlossen, beginnt die Entladung der Kondensatorbatterie in Form einer Gasentladung am geschlossenen Ende des Leitersystems. Der fließende Strom erzeugt ein Magnetfeld, das den inneren Leiter ringförmig umgibt. Eine Seite der Stromschicht, und zwar die, die dem offenen Ende zugewandt ist, bleibt feldfrei. Auf die Stromschicht wird so ein magnetischer Druck ausgeübt, sie setzt sich in Richtung des offenen Endes in Bewegung und kontrahiert sich radial, nachdem das Leiterende erreicht ist; der eigentliche Plasma-Fokus wird gebildet.

Die Temperatur des Plasmas und die Dichte sind hoch genug, um Kernfusionen der leichten Elemente zu erzeugen. Neben einem intensiven Spektrum vom Infraroten bis in das Gebiet der harten Röntgenstrahlen wird bei Deuterium als Füllgas ein Neutronenblitz beobachtet, der von Fusionen gemäß der d,d-Reaktion herührt :



Abb. 2 zeigt die Elektroden mit Vakuumbehälter. Die Kondensatorbatterie hat eine Kapazität von 22 μF . Bei einer Betriebsspannung von 40 - 60 kV läßt sich über 36 Funkenstrecken ein Strom von bis zu $1 \cdot 10^6$ Amp. auf das Koaxialleitersystem schalten. Der Innenleiter hat einen Durchmesser von 6 cm bei einer Länge von 3 cm. Der gesamte Entladekreis hat eine Frequenz von 330 kHz. Der Arbeitsdruck beträgt ca 0,3 - 1 Torr, bei Entladedrücken über 2 Torr wird kein Plasmapinch ausgebildet, Kernfusionen sind daher auch nicht möglich.

Die gleiche Apparatur wurde benutzt, um die Geschwindigkeitsverteilung des Plasmapinches zu untersuchen /10/.

In 80m Entfernung wurden hochempfindliche Flugzeit-Spektrometer aufgestellt, die die pro Entladung senkrecht zu den Elektrodenachsen emittierten Neutronen zählten. Die gemessenen Neutronenspektren lassen folgende Schlüsse für die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zu:

- 1) Die Verteilung der Ionen, die für die Neutronenproduktion verantwortlich sind, ist nicht stoßbestimmt

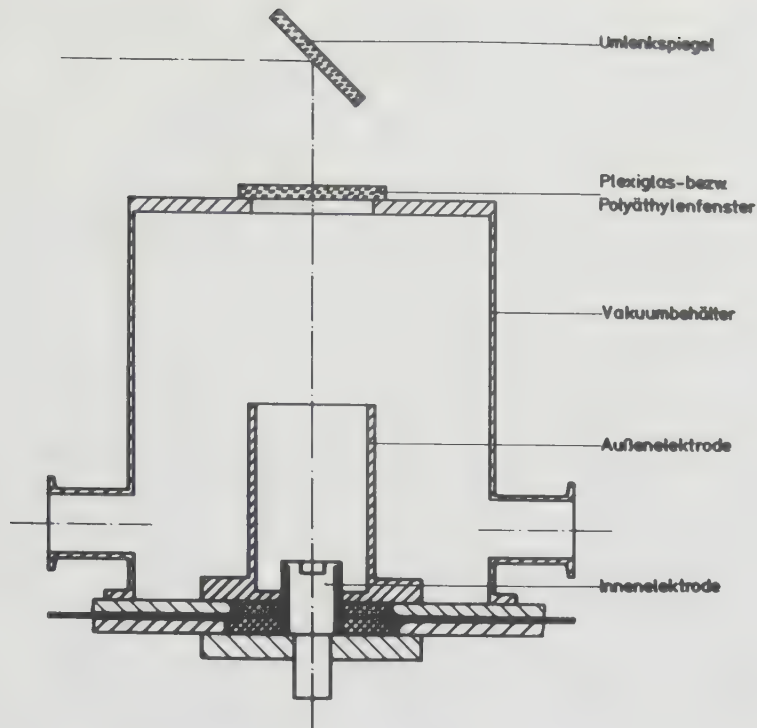


Abb. 2 Vakuumbehälter mit Elektroden

- 2) Die Dichte der Ionen, die Neutronen produzieren, muß viel kleiner sein als 10^{19} cm^{-3}
- 3) Es existieren während der Pinch-Phase zwei Geschwindigkeitsverteilungen. Die eine ist mindestens zweidimensional (r, ϕ) , und es gilt

$$20 \text{ keV} \leq E_i \leq 60 \text{ keV}$$

E_i ist die mittlere Ionenenergie, die zweite Geschwindigkeitsverteilung ist im wesentlichen auf die axiale Richtung beschränkt, und es gilt

$$300 \text{ keV} \leq E_i \leq 1 \text{ MeV}$$

Der Beginn der Neutronenproduktion und die Intensitätsmaxima der Röntgensignale fallen zusammen.

Es wurden nicht alle interessierenden Größen an der Jülicher Plasma-Fokus-Anlage bestimmt, es wurde daher auf Messungen an anderen z.T. sehr ähnlichen Anlagen zurückgegriffen, z.B. sind die Elektronenspektren in /16/ beschrieben. Hier wurden Röntgenstrahlenergien von 5.46 bis 88 keV mit Ross-Filtern /34/, von

60 bis 350 keV durch Photoeffekt und Compton-Streuung in Kernspurplatten bestimmt.

Es wird gezeigt, daß zwei Energieverteilungen existieren. Die eine ist eine Maxwell-Verteilung /15/, höherenergetische Röntgenstrahlen (ab 60 keV) genügen einer Verteilungsfunktion, die gegeben ist durch

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)E = \alpha E^{-3.3}$$

Bei den höherenergetischen Röntgenstrahlen handelt es sich um Bremsstrahlung der Anodenoberfläche, und es konnte festgestellt werden, daß Röntgenstrahlen von über 350 keV aus einem Gebiet von nur 1 mm Durchmesser stammen.

In /35/ wird vermerkt, daß das Intensitätsmaximum der harten Röntgenstrahlen nicht in Richtung der Elektrodenachse sondern in einem Winkelbereich von $52^\circ - 15^\circ$ liegt.

Neben möglichen Teilchenstrahl-Plasma-Wechselwirkungen können auch sich ausbildende Plasma-Turbulenzen die Strahlung in der Nähe der Plasmafrequenz beeinflussen. In /36/ wird der zeitliche Verlauf der Neutronenproduktion durch turbulente Heizung erklärt. Dieser zeitliche Verlauf ist zwar an der Jülicher Anlage anders als an der in Frascati, jedoch kann auch hier das Auftreten von Turbulenzen vermutet werden, deshalb wurde die Strahlung in der Nähe der Plasmafrequenz untersucht. Während der Phase mit hoher Dichte (einige 10^{19} cm^{-3}), hoher Temperatur (einige keV) und einem Radius der Plasmasäule von ca. 2 mm beginnt die Neutronenproduktion. Bild 3 von Jolas, Centre d'Études de Limeil zeigt ein Interferogramm der Dichten Phase einer Plasma-Fokus-Apparatur. Am unteren Teil des Bildes ist ein Teil der Innenelektrode zu erkennen, die hellen und dunklen Linien repräsentieren Konturen gleicher Dichte. In der oberen Hälfte des Bildes sind Plasmaschichten geringerer Dichte zu erkennen. Die Plasmasäule mit hoher Teilchendichte weist radiale Ausbeulungen auf, die von Plasma-Turbulenzen verursacht werden /37;39/. Das magnetische Feld in der Nähe des Pinches kann sich dadurch mit dem Plasma vermischen und wird gespeichert /38/. Die gespeicherte magnetische Energie wird in thermische Energie der Teilchen verwandelt, ein weiterer Neutronenstoß wird eingeleitet.

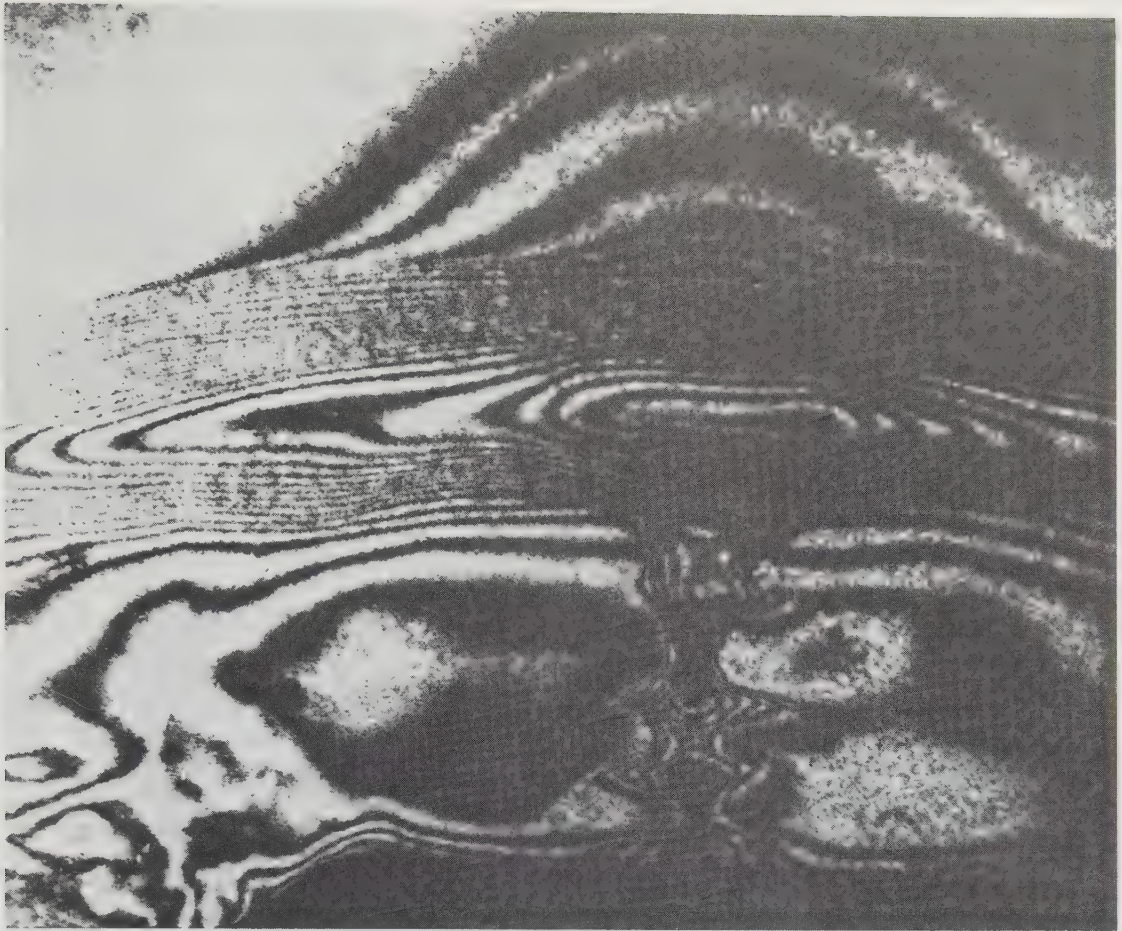


Abb. 3 Die Dichte Phase eines Plasma-Fokus
(Jolas, Centre d'Études de Limeil)

2) Der optische Aufbau

Die Entladung findet in einem zylindrischen Topf statt, an dem am oberen Ende ein Beobachtungsfenster angeflanscht ist (Abb. 2). Als Fenstermaterial wurde für die Messungen bis zu Wellenlängen von $2.2\ \mu$ Plexiglas von 10 mm Dicke, von $2.2\ \mu$ - $12\ \mu$ Polyäthylen von 1 mm Dicke verwendet. Abb. 4 zeigt einen Fensterflansch mit 14 Einzelbohrungen von 15 mm $\varnothing$, der eigens für die Polyäthylenfolie konstruiert wurde. KBr erwies sich wegen der mangelnden mechanischen Festigkeit als ungeeignet.

Abb. 5 zeigt schematisch den Meßaufbau. Schwierigkeiten bereitete der Aufbau eines Spiegelsystems, das den Plasma-Fokus auf einen Strahlungsempfänger abbildet, Linsen kamen aus Kostengründen und wegen der chromatischen Aberration nicht in Betracht. Wegen der ungünstigen räumlichen Verhältnisse war ein Lichtweg von ca. 25 m

notwendig, die damit verbundenen hohen Absorptionsverluste insbesondere des infraroten Lichtes in Luft mußten durch ein großes Öffnungsverhältnis des Hohlspiegels ausgeglichen werden.

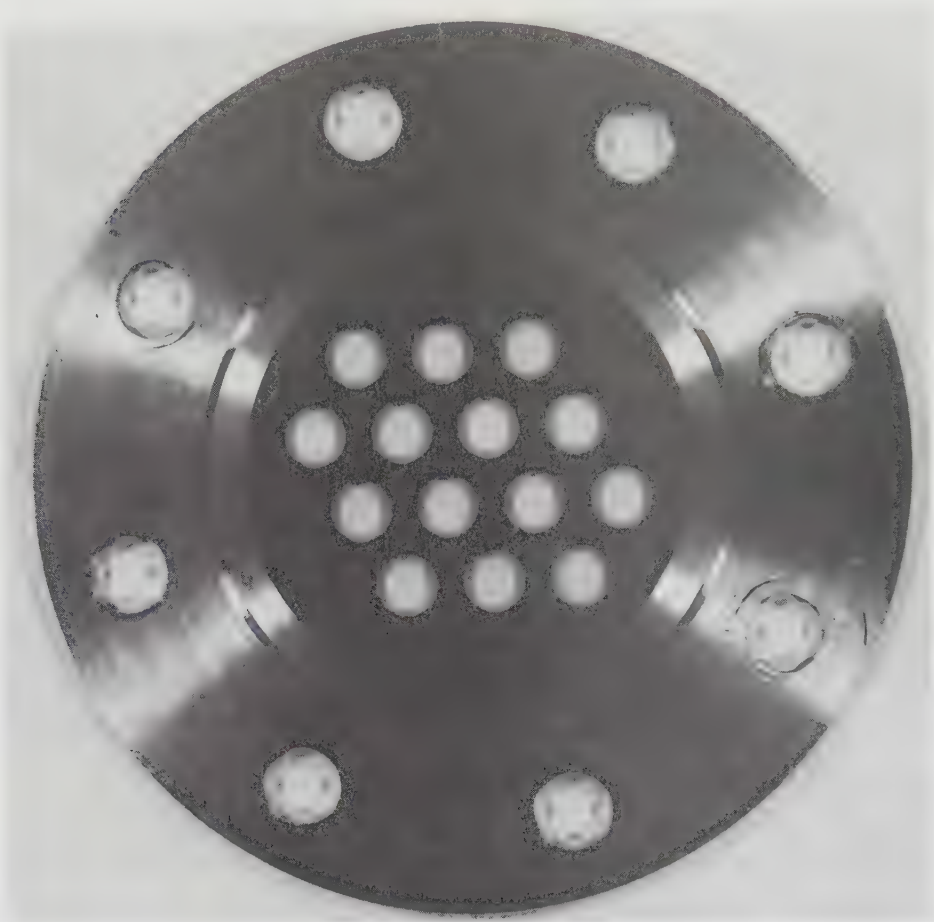


Abb. 4 Fensterflansch für Polyäthylenfolie

Das Plasma wurde über einen schwenkbaren Planspiegel, der auch den Standardstrahler einblendet, mit einem Hohlspiegel im Maßstab 1:2 auf eine Blende abgebildet. Es wurde ein Hohlspiegel mit dem größten verfügbaren Durchmesser von 30 cm und einer Brennweite von 100 cm verwendet. Von einer Vergrößerung des Abbildungsmaßstabes und damit des Öffnungsverhältnisses wurde abgesehen, da dadurch der Einfallswinkel des Hauptstrahls auf den Spiegel und damit der astigmatische Fehler größer wird. Im vorliegenden Fall betrug die astigmatische Differenz am Ort der Zwischenabbildung einige Millimeter. Hinter der Blende wird der Strahlengang parallel in eine elektromagnetische Störfelder

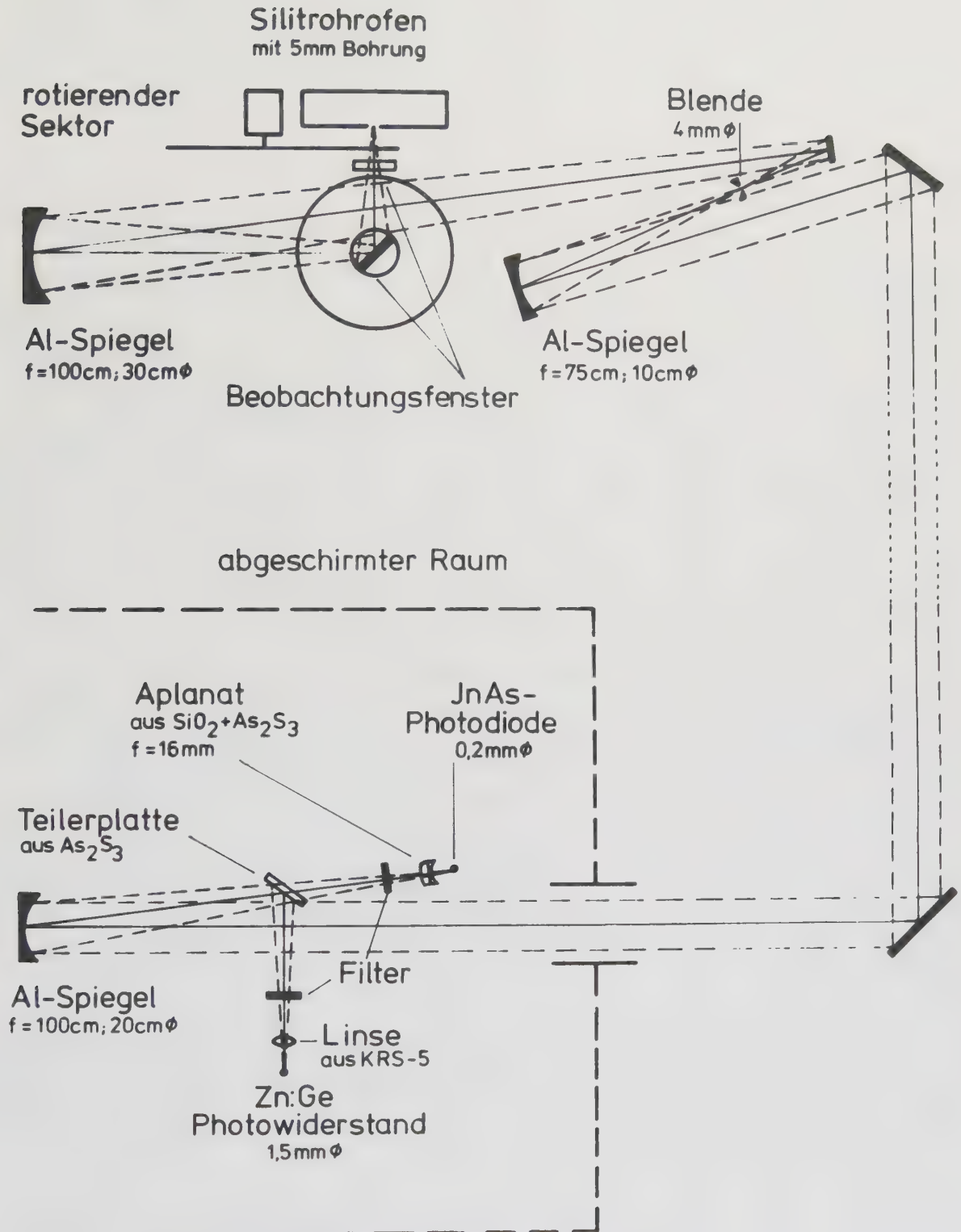


Abb. 5 Meßaufbau und Strahlengang

abschirmende Meßkabine geführt. Das durch einen weiteren Hohlspiegel schwach konvergente Strahlenbündel trifft hinter einer Strahlenteilerplatte aus As_2S_3 auf die beiden Infrarotempfänger.

3) Spektrale Zerlegung

Im Sichtbaren und im Infraroten wurde die Strahlung mit Interferenzfiltern zerlegt. Im einzelnen wurden schmalbandige Interferenzfilter der Fa. Schott & Gen. für die Wellenlängen $0.615\ \mu$; $0.803\ \mu$ und $0.991\ \mu$ verwendet. Für den Bereich über $1\ \mu$ standen Interferenzfilter der Optical Coating Laboratory Inc. bei den Wellenlängen $1.58\ \mu$; $2.17\ \mu$ zur Verfügung ; bei $5.5\ \mu$ wurde ein Longpass-Interferenzfilter (5% Transmission bei $4.47\ \mu$) mit InAs, bei $12\ \mu$ ein gleicher Filtertyp (5% Transmission bei $10.68\ \mu$) mit BaF_2 kombiniert, um hinreichend schmalbandige Spektralbereiche ausblenden zu können. Auch zeigte das als Fenstermaterial verwendete Polyäthylen eine grobe Filterwirkung.

Die Durchlässigkeitskurve der Filterkombinationen, sowie des Fenstermaterials zeigen die folgenden Abbildungen 6 und 7. Die Durchlässigkeitskurven wurden mit einem kommerziellen Infrarot-Spektrometer der Fa. Perkin-Elmers bestimmt. Als Strahlungsempfänger wurden im Wellenlängenbereich von $0.6 - 1.0\ \mu$ ein Photomultiplier der Fa. Valvo, Typ CVP 150, von $1.5 - 3.5\ \mu$ eine InAs-Photodiode Typ L4530 der Fa. Philco /12/ und von $2 - 15\ \mu$ ein Zn-dotierter Germanium-Photowiderstand der Fa. Cryokinetics verwendet /13/.

Da die Empfängerfläche der Photodiode einen Durchmesser von nur $0.17\ \text{mm}$ hat, wurde die in /11/ beschriebene Optik verwendet. Das Linsensystem besteht aus As_2S_3 und SiO_2 Linsen, die Brennweite beträgt $15.7\ \text{mm}$, der Durchmesser $19\ \text{mm}$.

Für den bis $30\ \mu$ empfindlichen Zn-Ge-Photowiderstand mit einem Durchmesser von $1.5\ \text{mm}$ wurde eine Kondensorlinse aus KRS-5 mit einer Brennweite von $f = 50\ \text{mm}$ (sichtbares Licht) verwendet. Die Eigenschaften der Infrarot-Empfänger sind in /11/ ausführlich beschrieben.

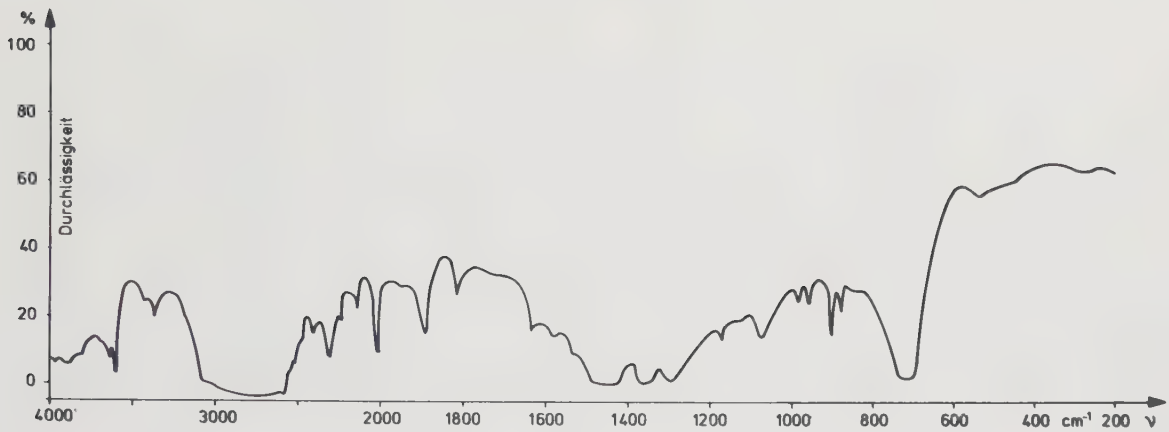


Abb. 6 Durchlässigkeitskurven der im Infraroten verwendeten Filter

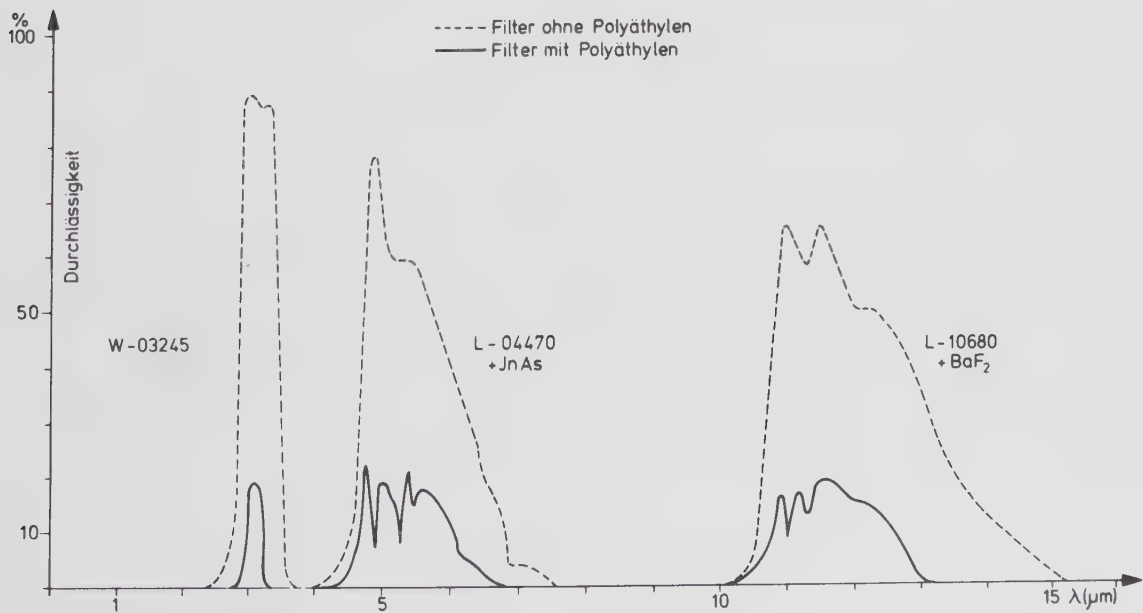


Abb. 7 Durchlässigkeitskurve der verwendeten 1 mm dicken Polyäthylenfolie

4) Durchführung der Messungen

Es wurden die Spannungssignale der verschiedenen Detektoren oszillographisch aufgezeichnet. Die Signale der einzelnen Entladungen wurden verglichen mit den Rechteck-Signalen eines Standard-Strahlers bei den untersuchten Wellenlängen.

Als Strahlungsstandard wurde ein Schwarzer Körper benutzt. An einem 400 mm langes Rohr aus Silit (SiC der Fa. Cesiwid) mit einem Innendurchmesser von 22 mm und einer seitlichen Bohrung von 5 mm $\emptyset$ wird eine Spannung von 35 V gelegt. Dieses Material besitzt Halbleitereigenschaften. Die Temperatur betrug bei 1 kW Leistungsaufnahme ca. 1800° K, sie wurde mit einem Mikro-Pyrometer nach Hase /14/ überwacht. Das Silitrohr wurde mit zwei durchbohrten Keramikrohren isoliert, um eine homogene Temperaturverteilung zu erreichen.

Die Strahldichte von Plasmapiinch und Standardstrahler unterschieden sich bei kleinen Wellenlängen um einen Faktor $2 \cdot 10^4$, bei 2μ um ca. $5 \cdot 10^2$ und am Ende des Spektralbereiches um ca. $7 \cdot 10^2$; da die Detektoren nur in einem gewissen Bereich linear sind, mußte dies durch Graufilter ausgeglichen werden.

Es zeigte sich, daß die Absorption des Fenstermaterials mit der wachsenden Zahl der Entladungen anstieg. Je nach untersuchten Wellenlängenbereich verringerte sich nach ca. 200 Entladungen die Transmission um ca. 30 - 40 %. Es wurde eine lineare Fensterabsorption mit steigender Entladungszahl angenommen. Wegen der unterschiedlichen Bedampfung wurde der Fehler auf 3 % geschätzt. Die vorliegenden Messungen wurden mit einem Lithium-Hydrid-Einsatz in der Innenelektrode vorgenommen, um den Einfluß schwerer Ionen auszuschalten. Wird das Plasma mit schweren Ionen angereichert, so läßt sich die Intensität im Infraroten wesentlich erhöhen, wie Versuche mit Innenelektroden aus reinem Kupfer und solchen mit Lithium-Hydrid-Einsatz zeigten.

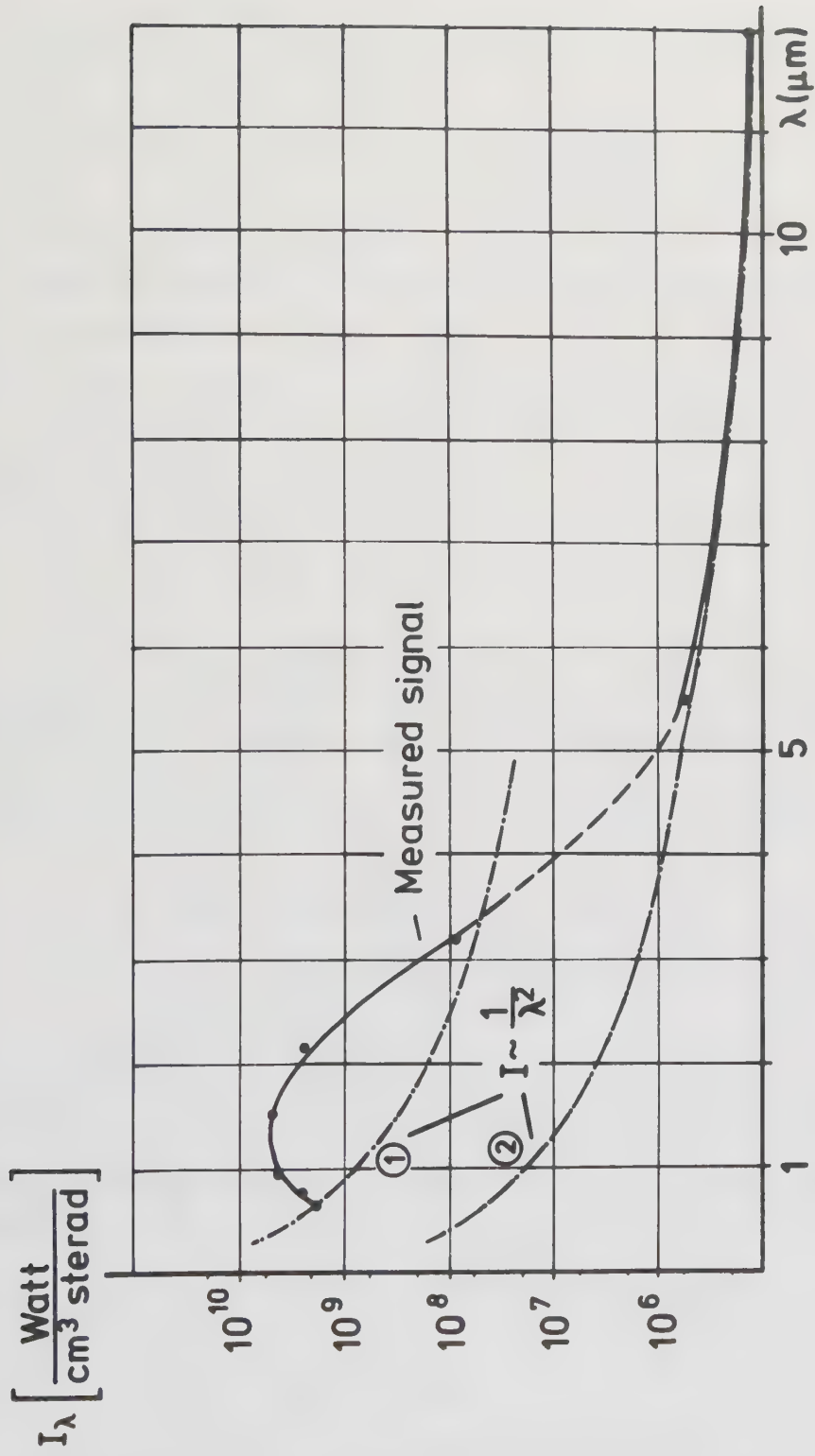


Abb. 8 Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ

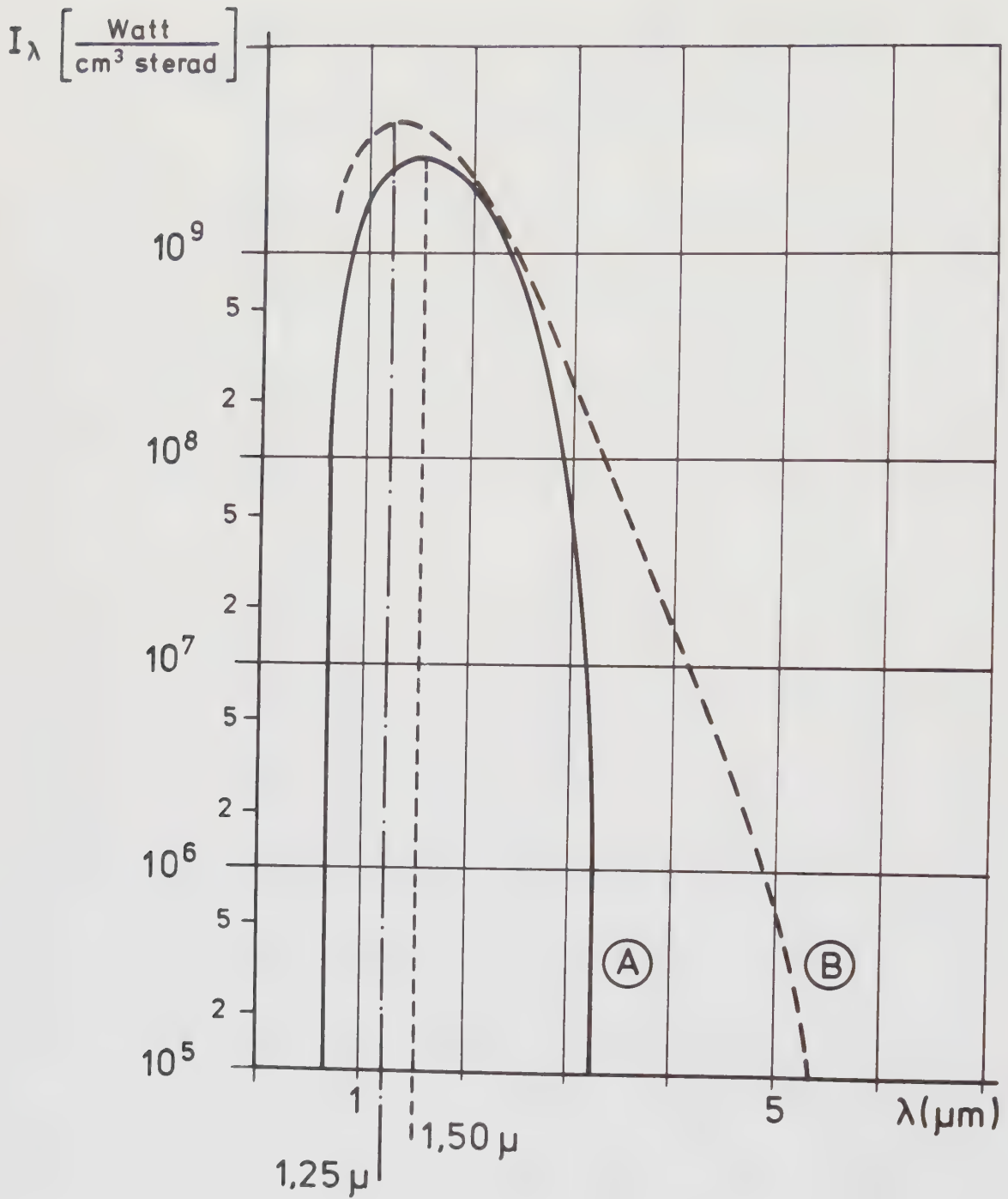


Abb. 9

Kurve A: Differenz von Meßkurve und Kurve 1

Kurve B: Differenz von Meßkurve und Kurve 2

D) Ergebnisse

1) Die gemessene Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge und Diskussion der Meßkurve

Abb. 8 zeigt die Intensität des Plasma-Fokus bei Wellenlängen von $0.615 - 12 \mu$. Hervorstechendes Merkmal der Kurve ist ein breites Maximum bei 1.5μ ; die Kurve fällt zu kleinen Wellenlängen ab, von 2 bis 5μ wurde ein Intensitätsabfall von 3 Größenordnungen gemessen.

Betrachtet man zunächst ein thermisches Plasma, so gilt nach Gleichung (B1.6) für die von einer homogenen Plasmaschicht ausgesandten Intensität

$$I = B_{\lambda}(T) (1 - e^{-\tau})$$

mit B_{λ} der Kirchhoff-Planck-Funktion, $\tau = \kappa_{\lambda} l$ der optischen Dicke, κ_{λ} dem effektiven Absorptionskoeffizienten und l der geometrischen Länge der emittierenden Schicht.

Unter der Bedingung $h\nu \ll kT$, gilt in Näherung für

$\tau > 1$, d.h. für optisch dicke Schichten

$$I \approx B_{\lambda}(T) = \frac{2c}{\lambda^4} k_B T \quad (D1.1)$$

In keinem Teil der Kurve ist eine derartige Abhängigkeit von Intensität zur Wellenlänge festzustellen, das Plasma im vermessenen Wellenlängenbereich ist also nicht optisch dick.

$\tau < 1$, d.h. für optisch dünne Schichten gilt

$$I \approx \tau B_{\lambda}(T) = \epsilon_{\lambda} l$$

mit ϵ_{λ} dem spontanen Emissionskoeffizienten

$$\epsilon_{\lambda} = C Z^2 N_i N_e \sqrt{k_B T} g(\lambda, T) c \lambda^{-2} \quad (D1.2)$$

wobei $C = 6.36 \cdot 10^{-47}$ cgs-Einheiten, Z die effektive Kernladungszahl und $g(\lambda, T)$ der Gaunt-Faktor ist; ein Abfall der Intensität wie λ^{-2} ist zwischen 5μ und 12μ festzustellen.

Die gemessene Intensität läßt sich zwischen 0.615μ und 5μ also nicht durch ein thermisches Plasmamodell erklären.

Die Intensität bei 1.5μ ist äquivalent einer Schwarzkörpertemperatur von $kT = 340$ eV. Bei dieser Temperatur kann Linienstrahlung nicht für die hohe Intensität verantwortlich gemacht werden.

Wie in Abschnitt B gezeigt, wird verstärkte Emission bei der Plasmafrequenz oder deren ersten Harmonischen erwartet. Um zu untersuchen, wieviel stärker die nichtthermische Strahlung als die thermische ist, muß die thermische Bremsstrahlung für ein optisch dünnes Plasma gemäß Gl. (D1.2) abgezogen werden. Das Niveau der thermischen Bremsstrahlung ist nicht bekannt, es läßt sich jedoch mit Hilfe der Meßkurve ein Bereich angeben:

Die obere Grenze der thermischen Bremsstrahlung ist der Meßpunkt bei 0.615μ ; Kurve 1 in Abb. 8 gibt den Verlauf der Intensität $I_{\lambda}^1 = I_{\lambda}^1(\lambda^{-2})$ wieder. Die Differenz von Meßkurve und Kurve 1 ist in Abb. 9 die Kurve A, das Maximum der Kurve A liegt hier bei 1.50μ .

Die untere Grenze der thermischen Bremsstrahlung ist in Abb. 8 als Kurve 2 wiedergegeben. Die Meßkurve weist im Bereich von $5 - 12 \mu$ eine λ^{-2} -Abhängigkeit auf, deren Fortsetzung die Kurve 2 ist. Die Differenz ist in Abb. 9 die Kurve B. Hier liegt das Maximum bei 1.25μ .

Das Maximum der verstärkten Emission liegt also im Bereich zwischen 1.25μ und 1.50μ .

Ist λ_p die der Plasmafrequenz ω_p entsprechende Wellenlänge, so gilt

$$\lambda_p^2 = \frac{\pi m c^2}{N_e e^2}$$

Ist $\lambda_p = 1.5 \mu$, d.h. das Maximum der beobachteten verstärkten Emission wird der Strahlung bei der einfachen Plasmafrequenz zugeordnet, ergibt sich eine Elektronendichte von $N_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, wird das Maximum der Emission der Strahlung bei der ersten Harmonischen zugeordnet, folgt $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die von anderen Autoren an ähnlichen Experimenten gemessene maximale Dichte beträgt $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ /15/, man kann daraus schließen, daß die Strahlung bei der ersten Harmonischen der Plasmafrequenz beobachtet wurde.

Die Brechzahl des Plasmas n wird nun besonders in der Nähe der Plasmafrequenz Einfluß nehmen auf den Fehler in der Intensitätsmessung. Es gilt /18/

$$n = 1 - \frac{\lambda^2}{2\lambda_p^2}$$

d.h. es ist zu erwarten, daß nahe λ_p wegen der Strahlbrechung die Plasmasäule nicht in ihrer vollen Länge zu erfassen ist. Daraus kann der relativ niedrige Wert von I_{λ_p} in der Umgebung von λ_p zu kleinen Wellenlängen hin zu erklären sein. Dieser Fehler ist schwer abzuschätzen.

In Abb. 8 wurde die Kurve zwischen 3μ und 5μ gestrichelt gezeichnet. Einerseits muß hier erwartet werden, daß die nicht-thermische Strahlung des Pinches für alle $\lambda \geq \lambda_p$ abbricht, andererseits konnte diese Sprungstelle nicht genau vermessen werden, da kein Filter in diesem Bereich vorhanden war und da das Fenstermaterial zwischen 3μ und 4.5μ undurchlässig ist.

Die Emission zwischen $5 \mu - 12 \mu$ wird durch eine dem Pinch vorgelagerte Plasmaschicht geringerer Dichte (einige 10^{18} , vgl. Bild 3) erklärt; ein Beitrag der Strahlung des eigentlichen Plasmapinches ist jenseits von 5μ nicht zu erwarten.

2) Elektronendichte und Durchmesser der Plasmasäule

Am gleichen Experiment mit geringfügig veränderten Elektroden wurde von Herrn Dr. Schmidt der Universität Stuttgart versucht, die Elektronendichte auf interferometrischem Weg zu bestimmen. Wegen experimenteller Schwierigkeiten gelang es zunächst nur, die Dichte vor der eigentlichen dichten Phase zu messen. Dabei war der ausgeblendete Bereich ca. 5-8 mm über der Oberkante der Innenelektrode; das Interferogramm, das mit einem Mach-Zehnder Interferometer aufgenommen wurde, zeigt Abb. 10; es wurde mit einer schnellen Bildwandlerkamera fotografiert.

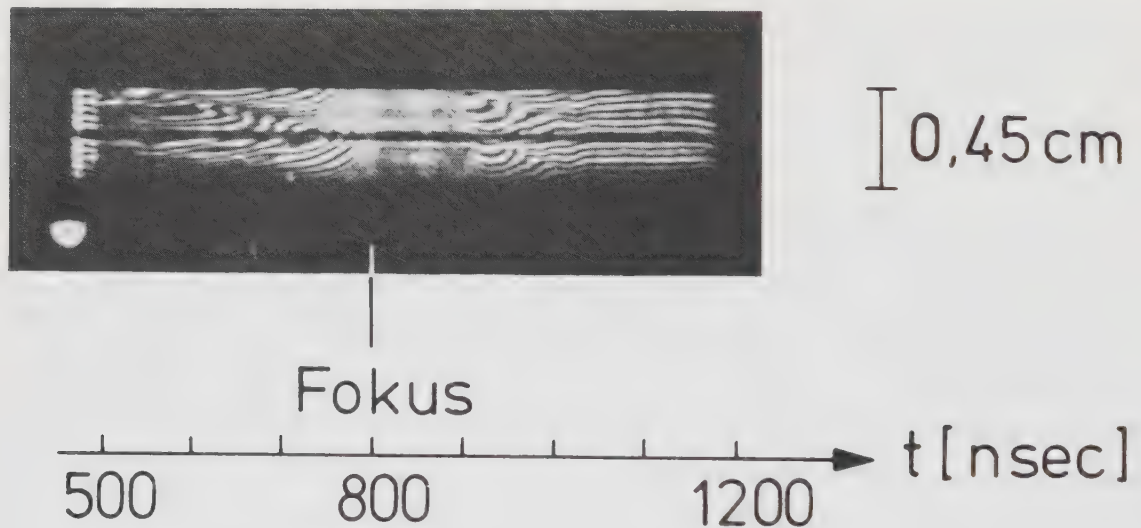


Abb. 10 Interferogramm eines Plasma-Fokus mit einem Mach-Zehnder Interferometer

Eine genaue Dichtebestimmung läßt sich dann noch vornehmen, wenn die Plasmasäule einen Durchmesser von ca. 10 mm hat. Es ergibt

sich mit /17/

$$N_e = \frac{\Delta p}{L A \lambda_L}$$

mit Δp = Anzahl der Streifenverschiebungen

L = Länge der durchstrahlten Schicht

A = const. = $4.485 \cdot 10^{14} \text{ cm}$

λ_L = Wellenlänge des Lasers = $5145 \text{ \AA}$

Nach dieser Beziehung erhält man eine Dichte von $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ für die Plasmasäule von 10 mm Durchmesser.

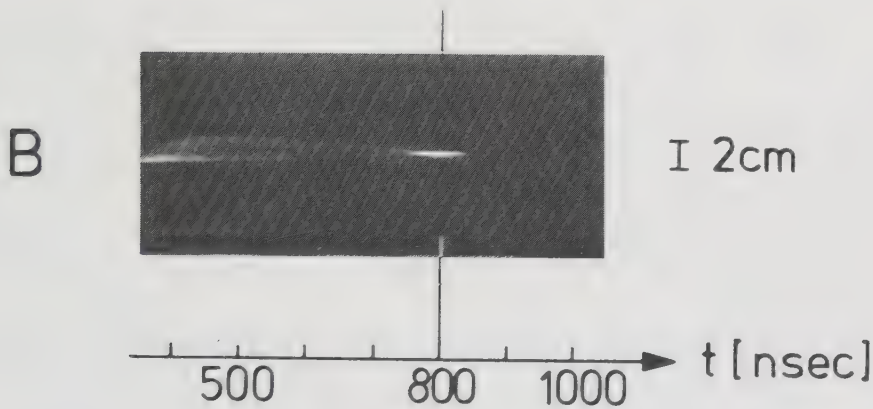


Abb. 11 Eigenleuchten des Plasmas, aufgenommen mit einer Bildwandlerkamera

Die Plasmasäule hat nun, wie Abb. 11 zeigt, während der ca. 20 ns dauernden dichten Phase einen Durchmesser von 2 mm. Hier wurde das Eigenleuchten des Plasmas mit der Bildwandlerkamera fotografiert. Eine Aussage über den Durchmesser der Plasmasäule konnte auch durch Verändern der Blendenöffnung am Ort der Zwischenabbildung gemacht werden; bei zu kleiner Blende wurde die Signalthöhe spürbar verkleinert; der Durchmesser der Plasmasäule wurde auch auf diese Methode auf 2 mm bestimmt.

Es kann angenommen werden, daß die Ausflußgeschwindigkeit der Teilchen klein ist gegen die Kompressionsgeschwindigkeit der Plasmasäule. Nach /40/ bewegen sich die einzelnen Teilchen nicht

geradlinig, sondern auf spiralförmigen Bahnen, d.h. man darf annehmen, daß nahezu alle Teilchen, die in einer Plasmasäule von 10 mm $\varnothing$ enthalten sind, zu einer Plasmasäule von 2 mm $\varnothing$ kontrahieren. Als Dichte erhält man dann über $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dieses Ergebnis wurde mit einer anderen Methode der Elektronendichtebestimmung bestätigt. Schickt man einen Laserstrahl durch eine Plasmasäule, so wird der Strahl abgelenkt werden. Wegen der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Plasmafrequenz und damit von der Elektronendichte wird die Auslenkung des Laserstrahls Aussagen über die Größe der Elektronendichte des Plasmas gestatten.

3) Fehlerdiskussion

Es wurden bei der Auswertung der Kurve Abb. 8 nur Meßwerte berücksichtigt, wenn sich eine dichte Phase ausgebildet hatte. Dies war immer der Fall, wenn die Neutronenproduktion eine untere Grenze von $5 \cdot 10^7$ Neutr./Entladung überschritt. Es wurden simultan zu den Lichtimpulsen die Röntgenemission und die Neutronenausbeute gemessen.

Der Beginn der Neutronenproduktion und die Intensitätsmaxima von Röntgen- und Infrarotsignalen fielen zeitlich zusammen. Es zeigte sich weiterhin, daß die Lichtintensität unabhängig war von der Neutronenemission, sofern diese die untere Grenze überschritt, die Lichtintensität schwankte dann in einem Bereich von 4 %. Weiterhin gingen folgende Meßfehler in das Ergebnis ein:

Schwankung der Lichtintensität	4 %
Strahldichtefehler des Standardstrahlers	2 %
Meßgenauigkeit des Oszillographen	2 %
Auswertegenauigkeit	bis 3.2 μ 1 %
	von 5.5 μ - 12 μ 5 %
Absorption des Fenstermaterials	3 %
Wahl des Filterschwerpunktes	bis 3,2 μ 2 %
	von 5.5 μ - 12 μ 5 %
Verstärkerfaktoren-Messung	2%
Fehler durch den Blendenunterschied	
Fokus/Standardstrahler	4 %

Dies ergibt einen Fehler von ca. 8 % im unteren und ca. 12 % im oberen Frequenzbereich.

4) Zusammenfassung und Anwendung

Es wurde in Abschnitt D1 anhand der Messungen gezeigt, daß die während der dichten Phase emittierten Strahlung eines Plasma-Fokus nicht durch die für Zweierstöße gültige Strahlungstheorie zu erklären ist, daß vielmehr kollektive Effekte angenommen werden müssen, die zu der beobachteten nichtthermischen Strahlung des Plasmas führen.

Berücksichtigt man die Dichtemessungen von anderen Autoren und die Abschätzung, die durch Messungen am Jülicher Plasma-Fokus gemäß Abschnitt 2) gemacht wurden, dann läßt sich die Strahlung als Strahlung bei der doppelten Plasmafrequenz erklären. Die Theorie wurde in Kap. B) ausführlich erläutert. Zu einer experimentellen Überprüfung der Theorie gemäß (B2.43) ist die Kenntnis der spektralen Energiedichte $\epsilon(k)$ oder die die Dichtefluktuationen beschreibende Funktion δ_e notwendig. In /16/ wird eine Verteilungsfunktion angegeben:

$$\left(\frac{dN}{dE}E\right) = a \cdot E^{-3.3}$$

die Meßmethode läßt jedoch keinen Schluß auf die Größe der Konstanten a zu. Eine Bestätigung der in Abschnitt B) erläuterten Theorie war daher nicht möglich; die Theorie wurde angeführt, um die interessierenden und wahrscheinlich vorhandenen Strahlungsmechanismen anzudeuten.

Es ist vorstellbar, daß der Plasma-Fokus neben seiner Eigenschaft als wirtschaftliche, gepulste Neutronenquelle als Lichtquelle höchster Intensität im längerwelligen Spektralbereich angewendet werden kann. Der bis heute als sehr lichtstark bekannte Gleitfunken hat bei ca. 2μ eine um $\Delta I = 10 \text{ Watt cm}^{-3} \text{ sterad}^{-1}$ geringere Intensität /19/. Die nichtthermische und thermische Intensität des Plasma-Fokus läßt sich durch eine andere Wahl des Elektrodenmaterials, z.B. Kupfer, um einen Faktor 2 bis 3 steigern.

Die Intensität der thermischen Strahlung ist von dem Quadrat der Kernladungszahl abhängig.

Könnte man den Anteil von schweren Ionen im Plasma kontrollierbar ändern, ließe sich die Abhängigkeit der nichtthermischen Strahlung von der Kernladungszahl angeben.

Literaturverzeichnis

- /1/ OSTER, Rev. of Mod. Physics 33, 525 (1961)
- /2/ G. BEKEFI, Radiation Processes in Plasmas,
(John Wiley and Sons, Inc. New York, 1966)
- /3/ H.A. KRAMERS, On the Theory of X-Ray Absorption
of the continuous X-Ray Spectrum
(Phil. Mag. 46, 836 - 871 (1923))
- /4/ C.W. ALLEN, Astrophysical Quantities, p. 100
(University of London Press, London 1963)
- /5/ P.A. STURROCK, R.H. BALL and D.E. BALDWIN
Phys. Fluids 8, 1509, (1965)
- /6/ T.H. DUPREE, Phys. Fluids 6, 1714, (1963)
- /7/ T.H. DUPREE, Phys. Fluids 7, 923 (1964)
- /8/ T. BIRMINGHAM, J. DAWSON, C. OBERMAN,
Phys. Fluids 8, 297, (1965)
- /9/ D.A. TIDMAN and T.H. DUPREE, Phys. Fluids 8,
1860, (1965)
- /10/ H. CONRADS, P. CLOTH, M. DEMMELER, R. HECKER
Phys. Fluids 15, 209 ff. (1972)
- /11/ D. RUSBOLDT, 'Bremsstrahlung vollionisierter
Plasmen im Infraroten', Dissertation, Berichte
der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 578, (1969)
- /12/ PHILCO, Landsdale Division, 5005 Main St.
Spring City, Pa., USA
- /13/ HUGHES AIRCRAFT COMPANY, Industrial Electronics Group,
Los Angeles, California 90 009
- /14/ EULER, LUDWIG, Arbeitsmethoden der optischen
Pyrometrie, Karlsruhe (1960)
- /15/ N.J. PEACOCK et al., Proceedings of the third Intern.
Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear
Fusion Research, Novosibirsk, Vol. II, p. 51 (1968)

II

- /16/ H.L.L. van PAASSEN, R.H. VANDREE, R.S. WHITE
Phys. Fluids, 13, Nr. 10, (1970)
- /17/ R.A. ALPHER and D.R. WHITE in Plasma Diagnostic
Techniques edited by R.H. HUDDLESTONE (1965)
- /18/ L. SPITZER, Physics of fully Ionized Gases,
Chapt. 3.1, New York (1962)
- /19/ P. BOGEN, H. CONRADS und D. RUSBOLDT
Bestimmung von Temperatur und Dichte eines Gleit-
funkens aus der Bremsstrahlung im Infrarot Zeitschr.
f. Physik 186, 240 - 248 (1965)
- /20/ C.A. CHIN-FATT, Technical Report No. 72-014
University of Maryland, (1971) Department of Physics
and Astronomy
- /21/ J.P. WILD, J.F. SMERD and A.A. WEISS
Annual Review of Astronomy and Astrophysics 1,
291, (1963)
- /22/ A. BOISCHOT and J.F. DENISSE, Advances in Electronics
and Electron Physics, 20, 147, (1964)
- /23/ I.S. SHKLOVSKY, Astron, Zhur. 23, 333, (1946)
- /24/ R.W. GOULD, Thesis, California Institute of Technology
- /25/ D.A. TIDMAN, Phys. Rev., 117, 366, (1960)
- /26/ D.A. TIDMAN, G.H. WEISS, Phys. Fluids 4, 703, (1961)
- /27/ D.A. TIDMAN and G.H. WEISS, Phys. Fluids 4, 866 (1961)
- /28/ D.A. TIDMAN and T.J.M. BOYD, Phys. Fluids 5, 213 (1962)
- /29/ T.J.M. BOYD, Phys. Fluids, 7, 59, (1964)
- /30/ W.M. MANHEIMER, Phys. Fluids, 11, 2019 (1968)
- /31/ I. LERCHE, Phys. Fluids, 11, 2459, (1968)
- /32/ P.A. STURROCK, I. Nucl. Energie Pt.C. Vol. 2, 158, (1961)
- /33/ R.E. AAMODT and W.E. DRUMMOND, I. Nucl. Energie Pt. C.
Vol. 6, 147, (1964)
- /34/ P.A. ROSS, J. Opt. Soc., Am., 16, 433, (1928)

III

- /35/ N.W. JALUFKA and J.H. LEE, Investigation of X-Ray emission from a Plasma-Focus, presented at the Summer Meeting of the American Physical Society, Winnipeg, Canada, (1970)
- /36/ Ch. MAISONNIER et al.,
'A Model for the Dense Plasma Focus'
Vortrag anlässlich der '5th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics', Grenoble (1972)
- /37/ N.J. PEACOCK et al., Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Research, Vol. 1, 537, IAEA, Vienna, (1971)
- /38/ Ch. MAISONNIER et al., Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Research, Vol. 1, 511 and 523, IAEA, Vienna, (1971)
- /39/ V.A. GRIBKOV et al., JETP Lett. 15, 329, (1972)
- /40/ M.J. BERNSTEIN, Phys. Fluids, 13, 11, (1970)

Die Arbeit wurde im Institut für Plasmaphysik Assoziation EURATOM/KFA durchgeführt.

An dieser Stelle möchte ich den Damen und Herren meinen Dank aussprechen, die einen maßgeblichen Anteil am Gelingen und Abschluß dieser Arbeit hatten.

Den Leitern des Instituts, Herrn Dr.H.L. Jordan, Dr.E. Hintz und Dr.F. Waelbroeck danke ich für die Ermöglichung und finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.H.J. Kunze für die kritische Durchsicht des Manuskripts und nähere Diskussion einiger Sachverhalte.

Herrn Dr.H. Conrads bin ich zu besonderem Dank verpflichtet. Nicht nur, daß er diese Arbeit anregte, seine stete Bereitschaft, die experimentellen Ergebnisse in klärenden Diskussionen zu erörtern waren für den Fortgang der Arbeit sehr förderlich.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr.D. Rusbüldt, der mir wertvolle Hinweise für den Aufbau der Versuchsanordnung und die Durchführung der Messungen gab.

Die Herren Ingenieure A. Cosler und W. Kohlhaas und ihre Mitarbeiter unterstützten mich bei der Konstruktion verschiedener Apparaturen, Herr H. Smolich der Leiter unserer mechanischen Werkstatt sorgte für die gewissenhafte Ausführung.

Herr Peuser und Herr Schliebach waren für mich unentbehrliche Hilfen bei der Durchführung und Auswertung der Messungen, Frau Klinkmann fertigte verschiedene Abbildungen und Frau Greven tippte mit Sorgfalt das Manuskript. Allen möchte ich für ihre Mitarbeit und ihr Interesse danken, Erfolg und Abschluß der Arbeit sind erst dadurch möglich geworden.

L e b e n s l a u f

Am 14.9.1942 wurde ich in Dresden als Sohn der Eheleute Alfred und Charlotte Gollwitzer, geb. Seeberger, geboren. Bis zur Einberufung zur Wehrmacht 1939 war mein Vater als kaufmännischer Angestellter tätig; er gilt seit August 1944 als vermißt.

Vom September 1949 bis zu unserer Flucht aus Mitteldeutschland im November 1953 besuchte ich die Volksschule in Dresden. Meine Mutter und ich wurden nach Aurich/Ostfriesland umgesiedelt, dort wurde ich Ostern 1954 in das humanistische Gymnasium aufgenommen. Nach einer weiteren Umsiedlung nach Neuß/Rhld. im Januar 1955 besuchte ich zunächst das humanistische, zwei Jahre später das neueröffnete math. naturw. Gymnasium, an dem ich Ostern 1963 die Reifeprüfung abgelegt habe.

Seit dem Sommersemester 1963 studierte ich in Bonn Physik und habe im Mai 1966 mein Vordiplom und im Juni 1970 mein Diplom abgelegt.

